



TITLE:

# 3D anisotropic, frustrated XY hamiltonian as a model of vortex states of high- $T_c$ superconductors

AUTHOR(S):

胡, 曉

---

CITATION:

胡, 曉. 3D anisotropic, frustrated XY hamiltonian as a model of vortex states of high- $T_c$  superconductors. 物性研究 2003, 79(5): 815-817

ISSUE DATE:

2003-02-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/97420>

RIGHT:

# 3D anisotropic, frustrated XY hamiltonian as a model of vortex states of high- $T_c$ superconductors

胡 曉<sup>1</sup>

物質・材料研究機構 計算材料科学研究センター

磁場中の高温超伝導現象は超伝導秩序変数の位相因子の熱揺らぎによって決まる。その基本的なハミルトンニアンはフラストレートした異方的な 3 次元 XY モデルであり、磁場の強さがフラストレーションの度合いに対応する。我々は大規模なモンテカルロシミュレーションにより、層状構造を持つ高温超伝導では、異なる磁場の方向と強さ及び異方性パラメータに対応する豊富な相転移現象を見出した。

## 1 序

第 2 種超伝導体に下部臨界値を超える磁場を印加すると、量子化される磁束線が系を貫き、磁束線三角格子が組まれる。超伝導は磁束線の芯で局所的に壊れるが、系全体としては超伝導状態が保たれる。その状態から、磁場を大きくすると、磁束線密度が大きくなり、磁束芯が互いに重なる磁場で超伝導状態が消失する。温度を上昇させる場合、磁束芯の半径（相関長）が大きくなり、やはり同じ理屈で超伝導が壊れる。アブリコソフの平均場理論によれば超伝導の消失は連続相転移であり、長い間実験観測もこの理論と矛盾しなかった。

ところが、銅酸化物における高温超伝導現象が発見されて以来、磁束状態に対する我々の理解が一変した [1-5]。抵抗、潜熱・比熱、局所磁場等の測定により、磁束格子の一次融解転移が実験的に確認された。高温超伝導では高い相転移温度に加え相関長が短く、異方性が大きなため、熱揺らぎの効果が非常に重要であり、磁束線の芯が重なるほどの磁場でなくても、磁束線が揺れたり、絡み合ったりして磁束格子が融解してしまい、超伝導が消失する。揺らぎの効果を見積もるギンツブルグ数は高温超伝導が 0.1 程度に対して、古典的な超伝導体は非常に小さく  $10^{-9}$  程度であり、揺らぎが効く温度領域が狭すぎて、今まで観測できなかった。

高温超伝導では、相関長が短く、磁場の浸入長が大きい故、ベクトルポテンシャルや超伝導秩序変数振幅の揺らぎ効果はあまり重要ではないと考えれば、磁場中の超伝導現象は超伝導位相因子に関するフラストレーションが入った異方的な 3 次元 XY モデルで記述される：

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle \parallel ab \text{ 面}} \cos(\varphi_i - \varphi_j - A_{ij}) - \frac{J}{\gamma^2} \sum_{\langle i,j \rangle \parallel c \text{ 軸}} \cos(\varphi_i - \varphi_j - A_{ij}). \quad (1)$$

但し、このモデルは単純立方格子の上に定義され、単位長さは層状超伝導の層間距離  $d$  である。また、ここでは  $J = \phi_0^2 d / 16\pi^3 \lambda_{ab}^2$ 、 $\gamma = \lambda_c / \lambda_{ab}$ 、 $A_{ij} = 2\pi / \phi_0 \times \int_i^j \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r}$  である。我々は上記モデルの大規模シミュレーションにより、高温超伝導磁束状態の相転移と相図を調べた [5-11]。

<sup>1</sup> E-mail: Hu.xiao@nims.go.jp

## 2 相転移と相図

先ず、磁場が  $c$  軸に平行な場合の相図を図 1 に示す [5-6]。磁場一定にして温度を下げると、融解曲線に当たる温度で潜熱の放出、比熱の鋭いピークが観測される。磁束線相関を記述する構造因子が液体が示すリング状のものから三角格子に対応するブラッグピークに不連続に変わる。さらに、同じ温度で  $c$  軸方向の超流動密度もゼロから有限値へ不連続に跳ぶ。また、潜熱の大きさ、磁化の跳び及び融解温度等のシミュレーション結果は実験観測と定量的にもほぼ一致する。

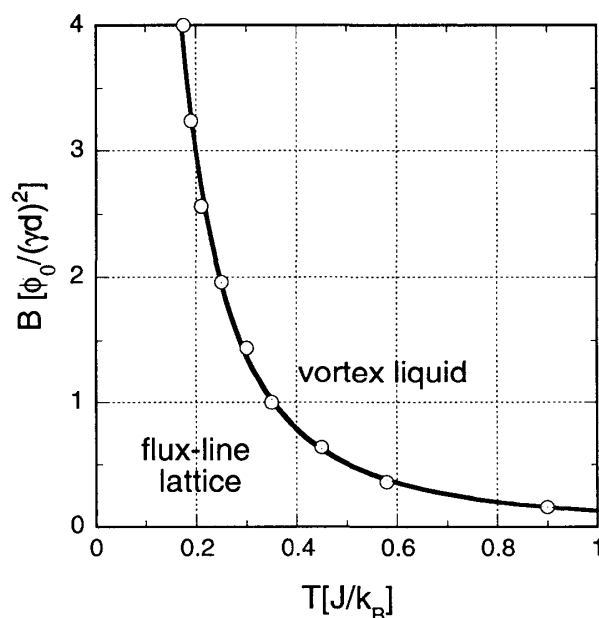


図 1:  $c$  軸に平行な磁場下での磁束量子系の相図

磁場が超伝導面に平行な場合の磁束（ジョセフソン磁束）状態の相転移及び相図は、実験的にも理論的にも定説が固まっていない。図 2 に示しているのは、我々のシミュレーションの最新結果である [7-10]。ジョセフソン磁束系の磁場・温度相図の最大な特徴は Lifshitz 点の存在である：

$$B_L = \frac{\phi_0}{2\sqrt{3}\gamma d^2}. \quad (2)$$

磁場が Lifshitz 点以下であれば、 $c$  軸に平行な磁場と同じように、磁束線格子の一次融解転移が観測される。磁場が Lifshitz 点を超えると、磁束線の融解は 2 段階になり、低温での相境界は磁束線配列に関する三次元的な長距離相関が、 $c$  軸方向に崩れる相転移に対応する。それは 3D  $m=1$ , XY クラスに属する二次相転移である。中間相では、磁束線の位置相関は面内ではべき減衰の準長距離秩序を保ち、 $c$  軸方向では短距離秩序しかない。高温での相境界は KT 転移であり、磁束線の面内相関も短距離になると同時に、超伝導も消失する。Lifshitz 点及び 2 段階連続融解現象は豊富な物理を含み、詳細は原著論文に譲るが、結果として高温超伝導の層状構造によって、ジョセフソン磁束格子の菱形単位胞の短軸（ $c$  軸に平行）が層間隔の 2 倍以下になりえないことが大事である。

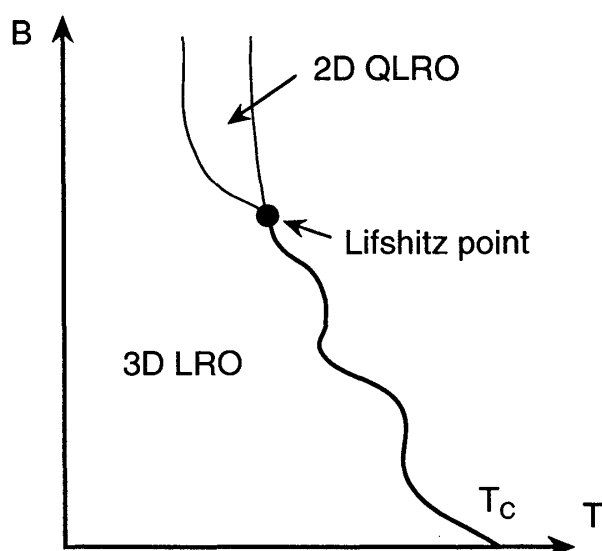


図 2:  $ab$  面に平行な磁場下でのジョセフソン磁束量子系の相図

## 謝辞

これらの成果は立木昌先生、宮下精二先生との共同研究によるものであり、ここに感謝する。また、シミュレーションは物質・材料研究機構の材料数値シミュレータで行った。

## 参考文献

- [1] G. Blatter *et al.*, Rev. Mod. Phys. **66** (1994), 1125.
- [2] G. W. Crabtree, and D. R. Nelson, Physics Today **45** (1997) 38.
- [3] T. Nattermann and S. Scheidl, Adv. Phys. **49** (2000), 607.
- [4] T. Giamarchi and S. Bhattacharya, cond-mat/0111052.
- [5] 胡 曉、日本物理学会誌、第 54 巻 (1999)、734 ページ。
- [6] X. Hu, S. Miyashita, and M. Tachiki, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 3498.
- [7] X. Hu and M. Tachiki, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 4044.
- [8] X. Hu and M. Tachiki, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 2577.
- [9] X. Hu, J. Low. Temp. Phys. in press.
- [10] X. Hu and M. Tachiki, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [11] Y. Nonomura and X. Hu, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 5140.